

晶格振动、载流子与高温超导电性的关系*

曾 文 生

中山大学物理系, 广州 510275; 南开大学物理系, 天津 300071

张 光 寅

南开大学物理系, 天津 300071

1991年11月15日收到

系统地从红外光谱的结果论述了晶格振动、载流子与高温超导电性的关系。指出, 在高温超导体中, 载流子对晶格振动的作用不是屏蔽作用, 而是两者之间的局域强耦合相互作用, 这种局域的耦合不同于普通的电声子耦合。在此基础上, 通过理论和实验研究, 论述了局域耦合强度及其整体效应与超导电性的关系。

PACC: 0765G; 6320K; 7400; 7830

一、引 言

高温氧化物超导体问世以来^[1], 人们在机理的研究中, 根据一些实验结果, 相继提出了许多理论模型。但是, 还没有一个理论能够全面彻底地解释高温超导电性, 基本原因在于缺乏足够的关键性实验结果, 并且对一些高温超导体基本特性认识不足。声子或晶格振动在高温超导体中是否起作用, 以及起什么样的作用, 一直是高温超导电性的研究中心问题。载流子与超导电性的关系成为解释超导电性的重要线索, 而声子、载流子与超导电性的关系已逐步显示出将成为理解高温超导电性的钥匙^[2-10], 但是至今还缺乏对上述问题进行深入和透彻的研究。本文将晶格振动、载流子和高温超导电性统一起来考虑, 通过对红外光谱的分析, 否定了载流子对晶格振动仅仅是屏蔽作用的说法, 指出载流子与晶格振动存在一种强烈耦合相互作用, 并且这种耦合相互作用与超导电性有某种对应关系。

二、问题的提出

在高温超导体的机理研究中, $LBa_2Cu_3O_{7-x}$ (这里 L 为大部分镧系元素) 是被研究得最多的一个体系, 因为其超导临界转变温度 $T_c \approx 90K$ ^[1], 在液氮温区之上, 有完好 CuO_2 面, 并能随氧含量的变化产生结构相变等。在其红外和喇曼光谱的研究中, 人们都

* 国家超导技术联合研究开发中心资助的课题。

发现,在实验中随氧含量的声子,光谱中呈现越来越丰富的声子结构,不仅声子数目增加,而且它们的强度基本都变大,这个实验结果与群论分析的结果正好相反^[11]。

对于 $\text{L Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超导材料,在 $\delta = 0.0-0.4$ 区间,其晶格结构为正交相结构,空间对称群为 D_{1h}^{121} , 红外活性模为 $7B_{1u} + 7B_{2u} + 7B_{3u}$, 共 21 个红外活性模,此时存在超导电性;在 $\delta = 0.5-1.0$ 区间,其晶格结构为四方相结构,空间对称群为 D_{4h}^{131} , 红外活性模为 $5A_{2u} + 6E_u$, B_{2u} 在该群中为红外非活性模,但在发生四方 $\rightarrow$ 正交结构相变时, B_{2u} 在 D_{4h}^{131} 对称群中变为红外活性模。在四方相中,只存在 11 个红外活性模,而且这时材料已不再存在超导电性。将 D_{1h}^{121} 与 D_{4h}^{131} 两个对称群的红外模相关关系列于表 1 中。

表 1 D_{1h}^{121} 与 D_{4h}^{131} 对称群之间正则红外活性模相关关系

D_{1h}^{121}	D_{4h}^{131}
$6A_{2u}$	$8B_{1u}$
$2B_{2u}$ (非活性)	$8B_{2u}$
$8E_u$	$8B_{3u}$

由上述群论分析结果可知,在样品由正方相转变为四方相过程中,红外活性模应减少。可是,实验结果正好与此相反。由于正交相比四方相有更多的载流子^[3],载流子可以导致红外活性模的消失,许多作者据此提出:上述矛盾是由于正交相中较多载流子将声子屏蔽后产生的^[14-16],而在四方相,由于载流子大量减少,不存在它们对声子的屏蔽,因此可以从实验中观察到较多声子结构。这里,必须仔细考虑上述解释的意义。显然,屏蔽效应意味着载流子对声子没有相互作用,上述实验结果也只是表明在光谱技术中载流子对声子的探测产生了影响,并没有更多的物理意义。声子是否参与超导过程,还是象屏蔽效应那样没有参与,也即声子在高温超导中是否起作用,在很大程度上取决于上述观点的成立与否。可见,对光谱实验结果的解释是一个在高温超导电性研究中的重要问题。

下面将首先讨论屏蔽和耦合两种效应的不同表现形式和物理内涵,并进一步证明,在高温超导体中载流子对声子应是强烈的耦合作用。

三、屏蔽效应的实例:薄膜问题

在高温超导体薄膜的红外光谱(尤其是反射光谱)的研究中^[2,6],存在这样一个问题:由于一般薄膜厚度较小(一般为 $2000-4000 \text{ \AA}$),小于红外波段光的波长,那么应当能够在薄膜的反射光谱中体现出衬底的声子结构,但实验中一般都看不到衬底的声子结构^[2,6]。最简单的解释是,由于高温超导薄膜有较高电导率,产生了趋肤效应,因而探测不到衬底的声子结构。这就是一种屏蔽:薄膜导电层将衬底声子屏蔽掉,故而探测不到衬底的声子结构。

如果将薄膜置于 550°C 的氩气气氛中 2.5h,然后自然冷却到室温(在氩气气氛中),那么薄膜衬底结构(146cm^{-1} 反射率最小处)在薄膜的超导电性及载流子浓度下降后体现出来,见图 1。这里样品为 $\text{Y Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 单晶薄膜^[17], $T_c = 36\text{K}$, 薄膜厚度为 $2500 \text{ \AA}$, 衬

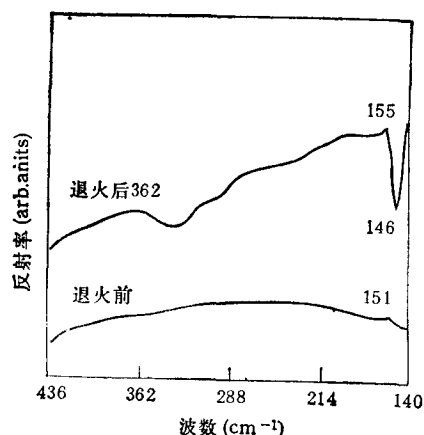


图 1

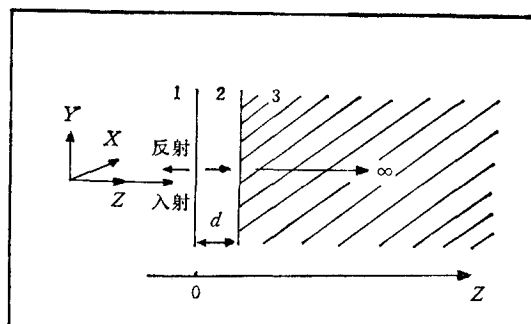


图 2 垂直入射示意图 1, 2, 3 区域分别为空气、薄膜和衬底

底为 SrTiO_3 单晶。图 1 中 146cm^{-1} 处反射率最低就是 SrTiO_3 的声子结构^[18]。在氩气中退火的实质是减少了该体系的氧原子, 并导致自由载流子的下降^[2,3], 这就使得薄膜电导减少, 趋肤深度增加, 使得薄膜屏蔽不了衬底的声子。下面进一步讨论这个问题。

如图 2 所示, 假设光垂直入射, K_0, K_f, K_s 分别表示光在 1, 2, 3 区中光传播的波矢量, 对 Y 偏振的平面入射波, 在三个区域内其电场可写为

$$\begin{aligned} E_y(Z) &= \exp(iK_0 Z) - r \exp(iK_0 Z) & Z \leq 0, \\ E_y(Z) &= A_f \exp(iK_f Z) + B_f \exp[iK_0(d - Z)], & 0 < Z \leq d, \\ E_y(Z) &= t \exp[iK_s(Z - d)] & Z \geq d. \end{aligned} \quad (1)$$

在 $Z = 0, d$ 处, 利用 $E_y(Z)$ 和 $\frac{\partial E_y(Z)}{\partial Z}$ 的连续边界条件, 可以解出反射系数

$$r = \frac{(n_t - n_s/n_f)[1 - \exp(i2\omega n_f d/c)] + 2[\exp(i2\omega n_f d/c) - n_f]}{(n_t + n_s/n_f)[1 - \exp(i2\omega n_f d/c)] + 2(1 - n_f)}. \quad (2)$$

这里复折射率 $n = cK/\omega$, 可以进一步得到反射率 $R = r \cdot r^*$.

为简单起见, 假设衬底的介电函数由一个 Lorentz 声子描述:

$$\epsilon_s(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{S\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (3)$$

薄膜部分设为 Drude 载流子:

$$\epsilon_f(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma_p \omega} \right). \quad (4)$$

利用方程(2)–(4)及介电函数与复折射率的关系 $\epsilon(\omega) = n^2(\omega)$, 可以计算出薄膜的反射率, 见图 3. (选定 $\omega_0 = 146\text{cm}^{-1}$, $S = 1.0$,

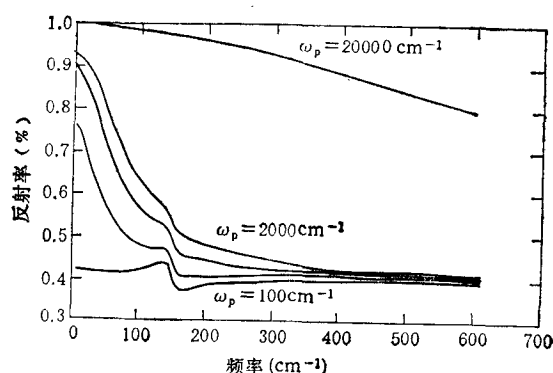


图 3 衬底的声子结构在不同载流子浓度下, 在薄膜红外反射光谱中强度的变化 此为薄膜内载流子屏蔽衬底声子的实例 ($d = 2000 \text{\AA}$)

$\Gamma = 1.0 \text{ cm}^{-1}$, $\epsilon_\infty = 20$, $\Gamma_p = 40 \text{ cm}^{-1}$, $d = 2000 \text{ \AA}$), 等离子体频率 $\omega_p = (4\pi N_0 e / m^*)^{1/2}$ 与载流子密度平方根成正比. 一般情况下, 载流子密度大, ω_p 则大, 反之亦然^[3]. ω_p 就代表载流子密度的大小. 在图 3 中, 明显看到, 载流子密度(也即 ω_p^2) 越大时, 衬底声子结构越弱, 最后在 $\omega_p = 20000 \text{ cm}^{-1}$ 时, 已经完全消失.

上述衬底声子结构的强弱变化, 正是薄膜内载流子对它的屏蔽作用. 在较低载流子密度时, 屏蔽较少, 密度增大时, 屏蔽增强. 衬底声子结构与薄膜载流子之间不存在相互作用, 仅仅是后者屏蔽了前者, 产生了光谱中声子强度的变化.

四、高温超导体红外反射光谱中的规律性变化

Hall 效应测量表明^[19], 高温超导体内载流子密度为 10^{21} cm^{-3} 数量级, 要比一般金属中载流子密度低 1 至 2 个数量级. 因此, 高温超导体中载流子不会产生象正常金属中存在的那么大的电子屏蔽作用.

可以从高温超导体的红外光谱总结出一个规律性变化. 图 4 为 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 体系在不同氧含量下的红外反射光谱^[16], 图 5 为 $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 在不同 Pr 含量下的红外反射光谱^[22]. 不同的空气淬火温度意味着 O(1) 位氧原子逃逸量不同, 高的空气淬火温度则氧逃逸越多, 以至 Cu-O 链完全解体^[16]. 进一步研究表明^[3], CuO_2 面内载流子密度也逐步下降. 而 Pr 逐步替代 Y 的过程相当于 CuO_2 面内载流子转移到 Y 位, 并且在

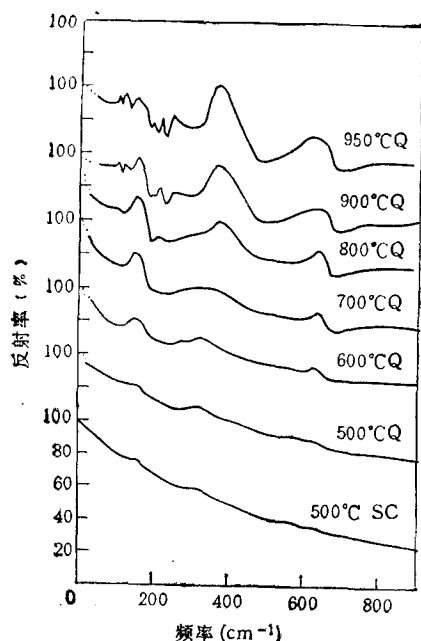


图 4 不同淬火温度下 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 的红外反射光谱 Q 表示 quenching; SC 表示 slowly cooled (摘自文献[16])

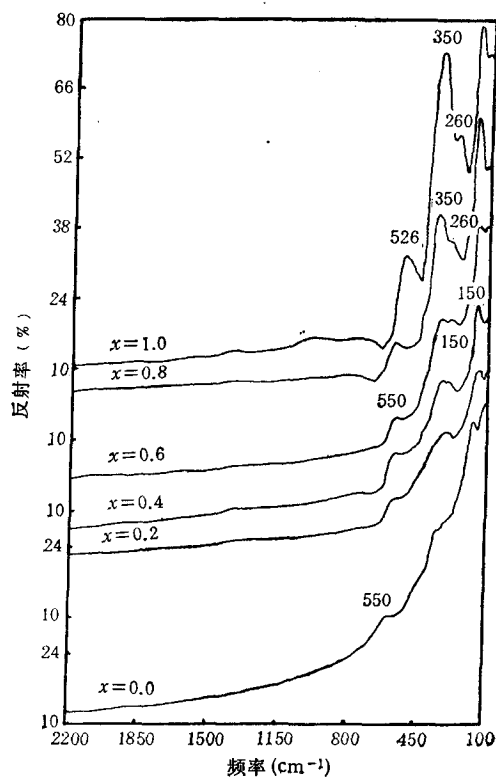


图 5 $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 的红外反射光谱

Y 位附近局域化,也逐步地减少了 CuO_2 面内的载流子^[22]。可见,图 4 和图 5 中的样品都是 CuO_2 面内载流子下降,其反射谱中的声子峰强度都增强,尤其是 CuO_2 面内的声子峰强度增加最甚^[2,22]。从图 4 和图 5 中可看到,在未淬火及 Pr 未替代 Y 的样品的反射谱中, CuO_2 面内振动的声子峰: $550, 360, 250\text{cm}^{-1}$ 基本上都很弱,而随着失氧及 Pr 替代 Y 位,也即 CuO_2 面内载流子的下降, CuO_2 面内的这三个声子峰都是同步逐渐增大,最后变成最大和最强的声子结构。这是一个规律性的变化,必须强调的是,不同频率位置的声子结构,随载流子的减少,都是同步地变强,最后强度达到最大。

五、理论分析

在第三部分中,我们看到,与晶格振动处于不同空间位置的载流子屏蔽了晶格振动。而在高温超导体内部,由于强烈的各向异性^[2],载流子基本上被限制在 CuO_2 面内,也就是说载流子与晶格振动处于同一空间位置(我们主要讨论 CuO_2 面内的晶格振动在红外反射光谱中的变化)。在未退火或 Pr 未替代 Y 时,也即超导性和载流子未下降时,与 CuO_2 面垂直或不在 CuO_2 面内晶格振动的红外活性变化不大^[2]。许多作者提出:正是 CuO_2 面内的载流子屏蔽了 CuO_2 面内的晶格振动^[14-16]。实际上,可以在以下的理论分析中考虑上述屏蔽效应的结果,发现与第四部分中从实验中揭示的规律性变化不符。

选择下列介电函数描述高温超导体^[3,20]的室温光学性质:

$$\begin{aligned}\epsilon(\omega) &= \epsilon_{\text{Drude}} + \epsilon_{\text{Phonon}} \\ &= \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \right) + \sum_i \frac{S_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\Gamma_i \omega},\end{aligned}\quad (5)$$

式中 $\omega_p = (4\pi N e^2 / m^*)^{1/2}$, N 为载流子浓度。(5)式等号右端第一项为载流子项,第二项为 Lorentz 项。由于主要考虑载流子与晶格振动处在相同空间位置,不象薄膜问题中两者分处不同空间,(5)式应该能够描述其光学性质。(5)式意味着载流子与晶格振动能对入射光有共同效应,这正是因为两者处在同一空间位置的表述。但是,如果考虑屏蔽效应,自然包括着这样的假设:在 Drude 载流子项发生变化时,声子项不应产生变化。下面基于上述屏蔽效应的假设,考察与第四部分相同条件下的光谱的变化规律。

为简单起见,只计及两个声子的贡献,并且选择 $\epsilon_{\infty} = 20$, $\Gamma = 40\text{cm}^{-1}$, $S_1 = S_2 = 1.0$, $\omega_1 = 300\text{cm}^{-1}$, $\omega_2 = 550\text{cm}^{-1}$, $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 10\text{cm}^{-1}$ 。不断改变 ω_p , 得到计算出的反射光谱,见图 6。由于 $\omega_p \propto N^{1/2}$, 则改变 ω_p 实质上是改变载流子浓度 N 。首先,可以看到,当声子频率 $\omega < \omega_p$ 时,其结构均显示为凹陷结构,且随 ω_p 的增加其强度逐渐减小,使得在实验中愈来愈不易探测,但不会完全消失,此乃屏蔽效应的结果。其次,在 ω_p 减小时,两个声子分别在其频率与 ω_p 相同时强度为最大, ω_p 再减小时,强度又有所减弱。由于 ω_p 自大而小的变化,使得两个声子的强度达到最大时必然不同步。可见,在屏蔽效应的假设下,光谱有下列规律性变化: 1) 两个声子都经历一个最大强度,而且在 ω_p 继续减小时,强度又有所减弱; 2) 在 ω_p 变化时,两个声子强度的变化不同步; 3) 即使在 ω_p 很大时,声子结构并不完全消失。(对 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 具体计算表明,无论怎样失氧,其 ω_p 的范围为 $140-600\text{cm}^{-1}$ 之间^[4], 远小于图 6 中 ω_p 的范围)通过第四

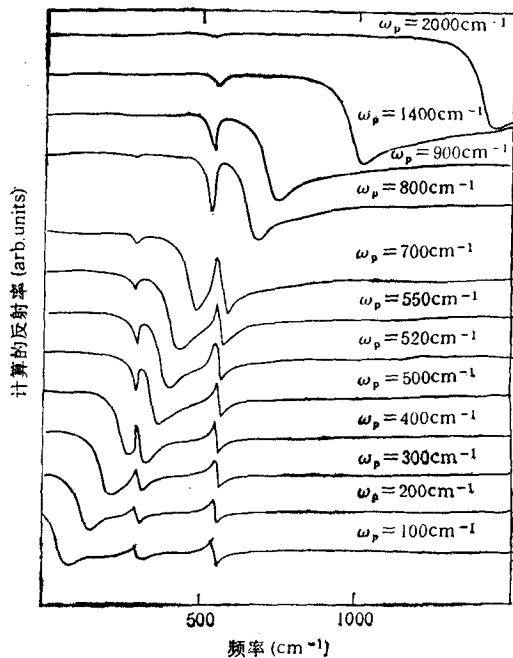


图6 在屏蔽效应假设下,不同载流子密度所屏蔽的声子结构在反射谱中所表现的强度变化趋势 ($\Gamma = 40\text{cm}^{-1}$)

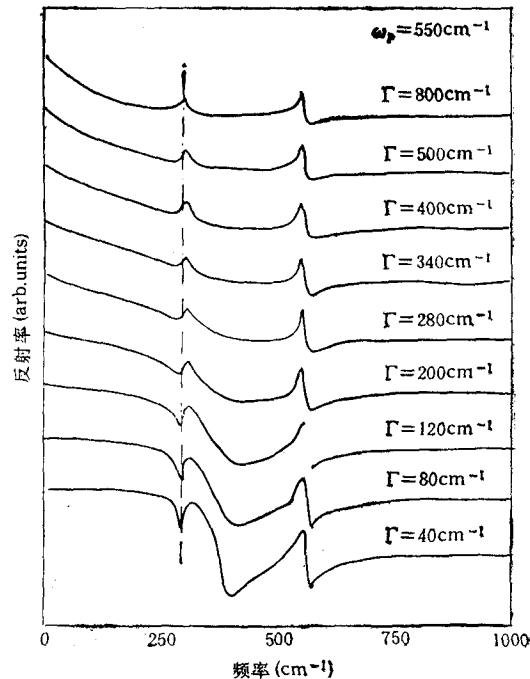


图7 随着载流子阻尼 Γ 的逐渐增大,处于 $\omega > \omega_p$ 的声子逐渐由凹陷结构变为凸式结构

部分中的光谱图,可以进一步发现^[3],在声子频率 ω 小于 ω_p 时,声子结构有时也表现为凸式结构,而不是凹陷结构。这是因为载流子的阻尼 Γ 较大。在图1中,选择 $\omega_p = 550\text{cm}^{-1}$ 不变,两个声子的结构参数同上,不断增加 Γ ,原来的凹陷结构在 Γ 增加时逐渐变成凸式结构,并且声子强度不会发生较明显的变化。最后,选择较大的 $\Gamma (= 400\text{cm}^{-1})$,使得两个声子都为凸式结构,再改变载流子密度,也得到前面屏蔽效应假设下的三个规律性变化,见图8。

可见,在屏蔽效应的假设下,得到的三个规律性变化明显地与第四部分中揭示的实验结果极为不同,甚至是对立的。这表明,屏蔽效应不能真正解释晶格振动在红外反射光谱中强度随载流子密度的变化过程。可以认为,载流子与晶格振动存在的是强烈的耦合效应,这与光谱探测没有关系,是在本质上存在的。这种耦合作用强烈抑制了晶格振动的光学极性模,使得这些晶格振动有较小的光谱强度,而且受影响最大的正好是载流子的主要通道 CuO_2 面内的晶格振动。载流子的减少,必然在总体上使上述耦合作用减少,这些振动的红外活性自然由小增大,而且最后不会再有红外活性减小的现象。

实际上,从载流子方面看,载流子阻尼 Γ 主要来自于载流子与晶格的耦合,耦合强度越大, Γ 自然会越大。从图7中可以看出,如果声子结构在整个光谱范围内都是凸式结构,那么必然是由于载流子的阻尼 Γ 大的原因,这表明载流子与晶格振动的耦合是强烈的。从第四节中可以看到,无论载流子密度怎样变化,所有声子结构都是凸式结构,这正好是晶格振动与载流子存在强烈耦合的实验证据。叶红娟等人^[5,21]在研究高温超导体的

低温红外光谱中发现,当样品的温度从转变温度之上 ($T > T_c$) 下降到 T_c 之下时,存在声子的所谓反转结构。事实上,在 $T > T_c$ 时,载流子与晶格振动存在强烈耦合,表现为载流子的阻尼极大,声子结构必然为凸式结构;在 $T < T_c$ 时,由于载流子以某种形式形成超导对,脱离晶格的束缚,其阻尼骤减,在光谱中反映出类似图 7 中的变化,产生了上述反转。

我们在光谱计算中发现^[4], 随载流子密度的下降,晶格振动(尤其是 CuO_2 面内)的红外活性基本都增加,但是与此同时载流子的阻尼 Γ 也在增大,表明载流子下降同时伴随着晶格振动与载流子的耦合增加,那么又如何利用前面论述的耦合效应去解释声子红外活性的变化呢? 我们尝试提出局域化耦合的解释。如图 9 所示,载流子只与其附近的晶格振动强烈耦合,同时改变了其附近的晶格振动,影响了光谱中声子的光谱活性。在没有载流子存在时,晶格振动就如同基于单元胞的群论分析一样,每个元胞的振动都同相,具有平行对称性,在整个长波范围内具有光学活性。一旦某个位置出现晶格上某个元素带入的空穴,那么这个载流子必然会与附近的晶格相耦合,结果是使得该位置附近的晶格振动由同相变为反相,这部分的晶格振动在光谱中失去光学活性,

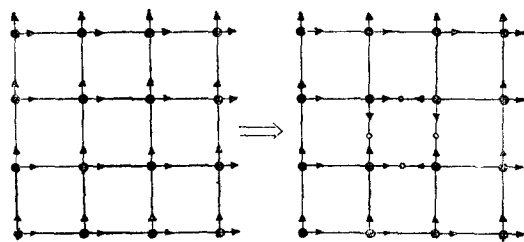


图 9 载流子与晶格振动相互耦合使声子振动模光学活性下降示意图 ○为载流子

而在离该位置较远的晶格振动仍为同相,仍对光谱中光学活性有贡献,这便是局域耦合的起源。可以想象,随着载流子的增加,上述反相振动的位置会增多,对光学活性的贡献会减弱,在光谱中的结果就是声子强度的下降。反之,载流子的减少,反相振动减少,同相振动自然增多,声子的光学活性也就自然增大。这与实验中观察到的 CuO_2 面内声子活性与载流子变化的规律是相符合的。这里,局域化概念使得晶格振动的光学活性是各个局域化结果的总和。即使在某个位置上载流子与晶格振动有很强的耦合,也即有较大的 Γ ,但是由于是局域化耦合作用,在载流子较少情况下,别的位置没有载流子,不会产生上述耦合,也就没有使得这些振动变成反相,故而声子的光学活性仍然可以很大。所以, Γ 较大只是说明载流子与晶格振动在局域上的强耦合,而晶格振动的光学活性的增加是

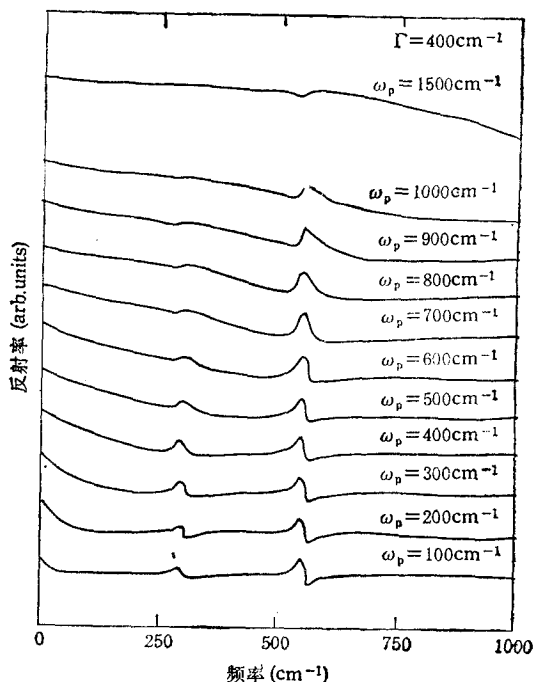


图 8 在 Γ 较大时,屏蔽效应假设下,声子强度的变化趋势与图 6 相同

在总体上各个局域耦合之和下降导致的。因此,在高温超导体中,载流子与晶格振动的相互作用是强烈的耦合作用,这种耦合作用很强,以致改变了晶格振动间的相位。在载流子较多时,上述局域的强耦合也较多,使得晶格振动的光学活性极小;在载流子较小时,上述局域耦合的数目减少,总体上导致载流子与晶格振动的耦合下降,声子活性的增加。

必须注意,高温超导电性在上述讨论过程中的同步变化。首先,在载流子未减少时,超导电性未下降,这时由于声子结构基本上是凸式结构,表明其中载流子与晶格振动存在强烈局域耦合;而且还由于 CuO_2 面内的声子的光学活性很小,也就表明其中的这种局域耦合甚多,总体而言,耦合是强烈的。其次,在载流子减少时,超导电性随着下降^[2],这时局域的载流子与晶格振动的耦合增强^[9],但是在整体上这些局域的耦合数减少,故在总体上,耦合还是下降了。从这里看到高温超导电性与局域耦合和局域耦合之和的对应关系。局域的耦合强度必须大于一个阈值,这个阈值就是前面论述的能够使晶格振动局域反相,在这个基础上,这种局域的耦合数目到达一个数值以上,样品便会产生高温超导电性。上面的两个条件对于高温超导体是具备的。而同时,如果局域耦合的数目由于载流子数目下降(这种下降可以在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中通过失氧和以 Pr 替代 Y 实现,在 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 中可以通过降低 Sr 含量来实现)后而下降,样品便同时失去超导电性。这时,局域的耦合可能上升,但也不能提高超导性。进一步可以这样理解,局域耦合太大了之后,会导致载流子的过紧束缚,甚至会导致结构相变,如导致 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 从正交到四方的结构相变,在根本上失去超导性。

总之,我们看到,在高温超导体中,载流子与晶格振动存在强烈的局域耦合,这种耦合作用至少可以改变晶格振动间的相位。同时必须存在足够的载流子,在整体上产生足够的这种局域耦合。上述局域强烈耦合及其整体效应与高温超导电性有密切关系,很可能是因为上述载流子与晶格振动的耦合导致高温超导电性。

作者之一曾文生感谢中山大学莫党、徐耕教授给予的热情关心和帮助。感谢国家超导中心赵忠贤教授对本课题的关心和支持。

- [1] 赵忠贤,陈立泉等,科学通报,32(1987),412.
- [2] Zeng Wen-sheng *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, 7(1990), 159.
- [3] Zeng Wen-sheng *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, 8(1991), 36.
- [4] 曾文生等,红外与毫米波学报,10(1991),181.
- [5] H. J. Ye *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, 5(1988), 161.
- [6] J. H. Kim, I. Bozovic *et al.*, *Phys. Rev.*, B41(1990), 7251.
- [7] R. Liu *et al.*, *Solid State Commun.*, 63(1987), 839.
- [8] K. F. Renk *et al.*, *Infrared Phys.*, 29(1989), 791.
- [9] Zeng Wen-sheng *et al.*, *Infrared Phys.*, 31(1991), 334.
- [10] R. M. Macfarlane, H. Rosen *et al.*, *Solid State Commun.*, 63(1987), 831.
- [11] 如: F. E. Bates *et al.*, *Solid State Commun.*, 64(1987), 1435.
- [12] E. G. Derouane *et al.*, *Solid State Commun.*, 64(1987), 1061.
- [13] 如: R. Liu *et al.*, *Solid State Commun.*, 63(1987), 839.
- [14] F. Gervais *et al.*, *Phys. Rev.*, B36(1988), 9364.
- [15] M. Stavola *et al.*, *Phys. Rev.*, B36(1987), 850.
- [16] S. Sugai, *Phys. Rev.*, B36(1987), 7133.
- [17] 熊光诚,王守证,低温物理学报,12(1990),265.

- [18] A. S. Barker, *Phys. Rev.*, **145**(1966), 391.
- [19] Y. Liu *et al.*, *Z. Phys. B: Condensed Matter*, **74**(1989), 283.
- [20] 如: Optical Studies of High- T_c Superconductors, edited by R. M. Macfarlane, A. J. Sievers, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 328.
- [21] 叶红娟等, 物理学报, **38**(1989), 586.
- [22] 曾文生等, 物理学报, **41**(1992), 第10期.

RELATION AMONG THE LATTICE VIBRATIONS, CARRIERS AND HIGH- T_c SUPERCONDUCTIVITY

ZENG WEN-SHENG

Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071;

Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275

ZHANG GUANG-YING

Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071

(Received 15 November 1991)

ABSTRACT

The relation among the lattice vibrations, carriers and high- T_c superconductivity is discussed in detail. We propose that there are strong local coupling between carriers and the lattice vibrations rather than the screen effect between them. Basing on the experimental results and the theoretical analysis, we found that the relation between superconductivity and the strength of the local coupling and its overall effect.

PACC: 0765G; 6320K; 7400; 7830